

基于扫描锡箔靶的毫瓦级桌面EUV光源

Benchtop EUV light source of milli Watt output based on scanning Sn foil target

期刊：	中国科学: 技术科学
稿件ID：	SST-2025-0345.R2
稿件栏目：	论文
作者提交日期：	2026-04-01
参与作者列表：	郑向阳, 陈鑫, 翟天琪, 王智权, 常家恺, 张哲, 王占山, 张丁, 上媛媛, 曹安源, 赵新彦, 邓巍巍
关键词：	极紫外光源, 激光等离子体, 光刻, 锡箔靶, 界面现象
英文关键词：	EUV light source, laser produced plasma, photolithography, Sn foil target, interfacial phenomena
学科领域：	光学与光学工程
专题：	

For Review Only

中国科学: 技术科学 2025 年 第 55 卷 第*期: ** ~**
SCIENTIA SINICA Technologica tech.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

论 文 +

基于扫描锡箔靶的毫瓦级桌面 EUV 光源

郑向阳[1], 陈鑫[1], 翟天琪[1,2], 王智权[1], 常家恺[3], 张哲[3], 王占山[3], 张丁[4], 上媛媛[4], 曹安源[5], 赵新彦[1*], 邓巍巍[1,6*]

1. 南方科技大学力学与航空航天工程系, 深圳 518055
2. 亿优威光(深圳)有限公司, 深圳 518055
3. 同济大学物理科学与工程学院, 精密光学工程技术研究所, 上海 200092
4. 郑州大学物理学院、中原之光实验室, 郑州 450052
5. 北京大学材料科学与工程学院, 北京 100871
6. 南方科技大学软物质与复杂流体中心, 深圳 518055
* E-mail: zhaoxy@sustech.edu.cn, dengww@sustech.edu.cn

摘要 本文报道了一套基于锡箔靶的毫瓦级桌面激光等离子体(LPP)极紫外(EUV)光源. 采用波长 1064 nm, 单脉冲能量 18 mJ 的固态激光器轰击厚度为 25 μm 的锡箔靶, 实现了 13.5 nm 带内(±1%带宽)EUV 光 1.7%的转换效率. 结合高速显微摄影与离线表征分析, 发现了锡箔悬空的形式可以允许碎屑穿透锡箔并阻止熔融锡产生的飞溅冠的发展与闭合, 显著降低碎屑特征尺度和数密度. 用三片直径为 1 英寸的多层膜 EUV 凹面镜组成的复眼阵列, 实现了中继焦点(IF)处毫瓦级 13.5 nm 带内(±1%)EUV 功率输出. 锡箔靶通转动与往复平动结合可实现激光焦点对锡箔的高填充率扫描, 充分利用靶面积, 在 400 Hz 激光脉冲频率下连续工作时间可达 30 分钟, 初步具备了在曝光 EUV 光刻胶等领域的实际应用价值. 研究结果可为自主培育中国 EUV 产业链提供可用的光源.

关键词 极紫外光源, 激光等离子体, 光刻, 锡箔靶, 界面现象

1 引言

芯片的制造依赖于光刻, 而光刻的分辨率与光源波长成正比. 极紫外(EUV)光源是新一代 EUV 光刻机的核心组件. EUV 波长为 13.5 nm, 是上一代深紫外(DUV)波长的 1/14, 极大提高了芯片集成度[1,2]. EUV 光源的性能直接决定了光刻机的分辨率和生产效率. EUV 光刻机由阿斯麦(ASML)公司垄断, 最新型号售价约 30 亿人民币. EUV 光源的主流技术方案(如荷兰的 ASML 公司和日本的 Gigaphoton 公司)都是基于激光激发等离子体(laser-produced plasma, LPP)[3,4]. 与其他方案(如电极放电等离子体 DPP)相比, LPP 没有电极烧蚀, 热负荷低, 能够实现高功率输出和长时间连续工作. 选择中心波长为 13.5 nm 的 EUV 光作为光刻光源是由 Mo/Si 多层膜集光镜的特性所决定的[5,6]. 能在此波段发出 EUV 光的靶材包括氙、锂、锡; 其中锡的辐射在 13.5 nm 波长处的能量占比最大, EUV 转换效率最高, 成为首选[7,8]. 这是因为锡等离子体中辐射在 13.5 nm 附近的成分极为广泛, Sn^{+7} 至 Sn^{+14} 价态(等离子体温度 30 至 40 eV, 约 40 万 K)都可以贡献 13.5 nm 附近区间的辐射.

ASML 光刻机中的 EUV 中继焦点(Intermediate

引用格式: 郑向阳, 陈鑫, 翟天琪, 等. 基于扫描锡箔靶的毫瓦级桌面 EUV 光源. 中国科学: 技术科学,
Zheng X Y, Chen X, Zhai T Q, et al. Benchtop EUV light source of milli Watt output based on scanning Sn foil target (in Chinese). Sci Sin Tech, 2025,

© 2025《中国科学》杂志社 www.scichina.com

Focus, IF)的功率已超过 250 瓦[9]. 百瓦级的 EUV 光源的技术和资金投入门槛都极高——尽管 EUV 光刻概念于 1981 年就已经提出, ASML 仍然需要通过整合欧美日近半个世纪的积累, 20 多年的不懈努力、上百亿美元的投入才实现了百瓦级 EUV 输出功率来支撑量产(High Volume Production, HVM). 百瓦级 EUV 光源的三个关键部件包括: (1)万瓦级的高频脉冲 CO_2 激光器; (2)五万赫兹频率、~27 μm 直径、毫米级间距的锡液滴靶发生器; (3)24 寸口径, 100 层纳米级 Si 与 Mo 交替镀制的 EUV 反射镜. 这些部件的技术挑战性都非常高. 以液滴靶为例, 其产生是基于瑞利失稳(Rayleigh instability), 即平滑的圆柱状液体射流会失稳分裂成表面能更低的液滴状态. 常规基于瑞利失稳(Rayleigh instability)产生的液滴间距过短, 仅为 1-3 倍液滴直径[10]. 但是, 由于激光轰击液滴伴随的等离子体膨胀、激波和飞溅, 液滴间距过近会将邻近液滴提前击碎, 产生大量污染物并影响激光打靶的稳定性, 因此液滴的间距应该比液滴直径大一个数量级以上. 为了获得小直径、大间距的锡液滴串, 需要对射流进行复杂的调控. ASML 使用的是先分裂、再融合的技术方案[11]: 通过调制扰动信号, 使射流先经历瑞利失稳均匀分裂, 然后使每 100 个液滴重新融合. 这样获得的液滴间距可以增加 100 倍, 但是液滴直径也变为初始射流直径的约 $1.89 \times 100^{1/3} = 9.3$ 倍. 因此, 为了产生 27 μm 直径的长间距液滴, 喷嘴的直径必须在 3 μm 以下. 如此小的喷嘴加工和维护(防止堵塞)都相当困难.

自主研发 EUV 的历程不可能一蹴而就. 分阶段, 从低功率 EUV 光源开始研发, 并由此快速迭代是一条符合实际和稳健的发展路径. 另一方面, 芯片制造工序多, 产业链长, 其中 EUV 光刻流程只有最后一道 EUV 光刻机才需要百瓦级的功率. 而在产业链的早期准备阶段, 例如光刻胶的研发和曝光测试、EUV 掩模检测(包括光化掩模空白检测、光化图案掩模检测和空间像测量系统)、芯片缺陷检测等 EUV 概念验证等环节都需要波长为 13.5 nm 的低功率 EUV 光源. ASML 的 EUV 光刻机在 IF 点功率为 250 瓦, 需要经过 4 块反射镜组成的照明模组、1 块掩模(也是反射镜形式)和 6 块反射镜组成的成像模组之后才能到达硅片. 每片反射镜的反射率不足 70%, 因此经过 11 次反射后, 硅片接收到的 EUV 功率典型值仅为 500 mW, 即可支持每小时 200 片晶圆(wafers per hour, WPH)的量产. 对于 EUV 产业链中非光刻机应用(例如光刻胶研发或量测), 一般只需要两面反射镜, 且对曝光时间要求并不苛刻, 因此毫瓦级输出的 EUV 光源即可满足最基本和迫切的需求. 国外有几种 5 至 10 mW 输出功率的小型 EUV 光源, 用于开发光刻胶、检测多层膜, 以及芯片和掩模的量测[12,13]. 这些光源的报价都超过 200 万欧元, 并且对我国禁运. 国内还没有可以稳定工作的同级 EUV 光源.

本文旨在发展一套核心部件完全国产的毫瓦级桌面 EUV 光源系统. 该系统避开成本高、技术复杂的 CO_2 激光器和液滴靶, 转而使用固体激光器和固体靶. 目前唯一商业化的 EUV 光刻机所用的驱动激光为 CO_2 激光器, 激光的重复频率为 50k 至 100 kHz, 脉宽约为 10 ns, 平均功率为 25 kW. 但这些高峰值功率和高重频的 CO_2 激光器构造复杂, 体积庞大, 通常单独占据一层建筑空间, 其电光转换效率只有约 2%. CO_2 激光波长较长(10.6 μm)导致聚焦光斑难以减小、激光能量吸收率低[14,15]. 而且万瓦级的 CO_2 激光器对我国禁运. 根据用 HYDRA 模型进行的数值模拟研究[16], 1μm 激光驱动的 LPP EUV 转换效率只比 CO_2 激光低约 15%. 考虑到固体激光器的其他优势[17-19], 例如, 体积紧凑、电光转换效率比 CO_2 激光高一个数量级、短波长在同样光束质量和光学参数(如数值孔径)下焦点更小, ~1 μm 波长的固态激光器是极具吸引力的选择. 文献中已经有许多基于~1 μm 波长固体激光轰击 Sn 靶产生等离子体的研究 [20, 21].

研究人员设计并测试了各种靶材, 从锡块靶[22,23](如旋转圆柱锡靶), 到锡射流[24]、锡薄膜靶[25, 26]、锡液滴[27,28]. 锡液滴是商业化 EUV 光源的首选方案[29], 但技术复杂, 在毫瓦级光源中未见使用. 文献中低功率 EUV 光源采用的都是块状固体靶, 厚度远远大于热影响区尺度, 激光脉冲不能穿透块体靶. 经过一次激光轰击之后, 锡块表面的烧蚀和熔池的重新凝固使表面粗糙不平, 因此靶面都是一次性的. 较少的例外是区域限定靶, 即第二个激光脉冲轰击在第一个激光脉冲预先形成的凹坑内, 凹坑对第二个脉冲产生的等离子体有空间束缚作用, 有利于提高 CE 值[22], 但这也会导致更多碎屑飞溅. 为了保证靶面平整, 文献中的平面块体和柱体靶通过旋转和平移来扩大可用的靶面积. 尽管如此, 现有的块体靶通常只能支持

1-10 Hz 的低频、短时间实验研究工作，不具备实用价值. 另外，块体靶在激光轰击下会产生大量的飞溅碎屑，迅速污染反射镜/透镜. 要减少和避免碎屑对反射镜和探测设备的污染，需要把反射镜和探测设备安装在碎屑轨迹之外. 文献中的固体靶研究普遍采用低重频(1-10 Hz)、较长的激光聚焦透镜焦距和较远的探测器距离. 但为了获得更高的中继焦点(intermediate focus, IF)功率，需要将收集镜放在距离打靶点较近的位置来增大光学收集立体角，而相应的碎屑污染也将更严重. 对碎屑的防护是提高光源寿命的必要措施.

本文报道了一套基于锡箔靶的桌面型 LPP EUV 光源. 采用波长 1064 nm，单脉冲能量 18 mJ 的固态激光器轰击厚度为 25 μm 锡箔靶，实现了 13.5 nm 带内(±1%带宽)EUV 光 1.7%的转换效率. 结合在线高速成像与离线表征分析，系统研究了 LPP EUV 光源中碎屑性质. 当激光能量足以烧蚀锡箔时，碎屑向锡箔后方(沿着激光传播方向)飞溅，锡熔池上产生的飞溅冠(splash crown)的发展与回缩被阻止，从而显著降低前向碎屑特征尺度和数密度. 采用 3 片直径为 1 英寸的多层膜 EUV 收集镜组成的复眼阵列，实现了中继焦点(IF)处 1.08 毫瓦的 13.5 nm EUV 带内光输出功率.结合步进转动与往复平动，可实现激光焦点对锡箔的平铺扫描，最大化利用靶面积，在 400 Hz 激光轰击频率下工作时间可达 30 分钟，初步具备了实际应用价值. 研究结果对自主培育中国 EUV 产业链提供可用的光源具有参考意义.

2 光源设计与主要部件

2.1 光源整体设计

实验装置整体结构如图 1 所示. EUV 光源主要由驱动激光器(Nd:YAG 固体激光器)、锡箔靶、EUV 收集镜以及可视化和探测系统组成. 其工作流程为: 真空腔体(压强约为 10 Pa)内的锡箔靶装置按照其设定的运动模式(步进转动与往复平动)运行，激光器输出的高斯光束经扩束、聚焦后，直径 30 μm 的焦点轰击锡箔靶表面，产生激光等离子体, EUV 收集镜将等离子体中的 EUV 光会聚到中继焦点. 基于延时摄影的高速相机拍摄锡箔靶表面的二维瞬态形貌. 带有氮化硅镀锆(100 nm 氮化硅、500 nm 锆膜)薄膜滤光片的 EUV 探测器测量 13.5 nm±1%的带内 EUV 光功率.

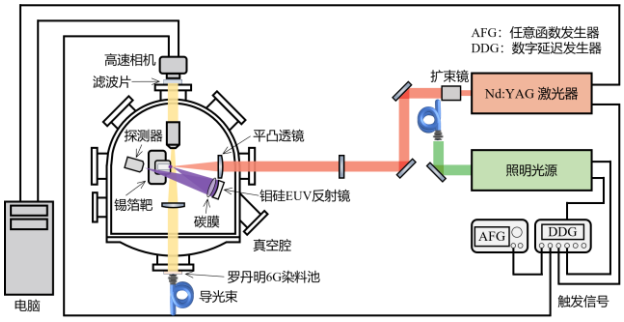


图 1 基于锡箔靶的桌面 LPP EUV 光源实验平台

Figure 1 Schematic of the benchtop LPP EUV source based on the tin-foil target.

2.2 驱动激光器

本文使用的固体激光器波长 1064 nm、脉宽 10 ns、重复频率 1 到 6000 Hz 可调，单脉冲能量 1 到 24 mJ 可调. 激光输出的高斯光束经扩束镜扩束，然后经透镜聚焦在锡箔靶表面，焦点光斑直径约为 30 μm.

2.3 锡箔靶

本文选用锡箔靶作为激光轰击的靶材，主要基于三个原因: ①锡箔可以通过卷对卷的运动形式在较小的体积内提供较大的靶面积; ②锡箔靶的厚度可以薄至微米级，被激光脉冲轰击后能够被穿透，减少了逆激光传播方向的碎屑飞溅; ③相对于液滴靶，极大简化了靶材的产生难度，并提高了靶材的稳定性. 值得一提的是，1995 年文献报道的 Sandia 国家实验室的 EUV 实验光刻系统中[30]，所采用的 LLP EUV 光源就是基于锡箔靶. Sandia 的方案中锡箔靶只有一维运动，在厘米级宽度的锡箔条带上只打一列，靶面的利用率很低，在高频打靶的情况下，条带消耗速度极快，因此工作时长极短，难以实用化. 本文设计了二维扫描锡箔靶(装置示意图如图 2 所示)，通过结合步进转动与往复平动实现激光焦点对锡箔的平铺扫描，在 400 Hz 激光轰击频率下，锡箔靶装置往复平动速度 204 mm/s，步进转动速度 13 mm/s，等效步进距离约 1.1 mm，充分利用靶面积. 锡箔厚度为 25 μm，宽度为 20 mm，两端夹持在传动装置中，传动装置可带动锡箔条带在 x、z 方向二维移动，以保证多次打靶的轰击点不重合.

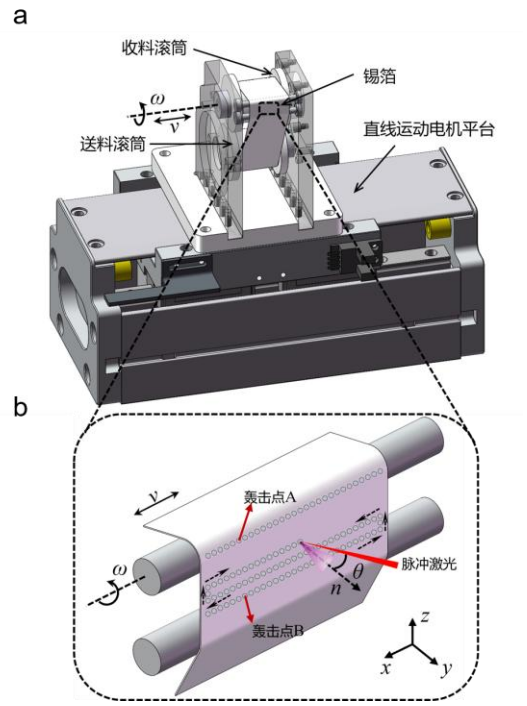


图 2 (a) 二维扫描锡箔靶装置示意图, 其中 θ 为激光光轴与锡箔靶平面法线的夹角; (b) 打靶轨迹扫描示意图. 其中轰击点A所示为背后有支撑杆的情况, 打靶点B所示为背后无支撑杆(悬空)的情况

Figure 2 (a) Schematic of the 2D scanning tin-foil target device. (b) Scanning path on the tin-foil, where Point A is backed by a supporting rod and Point B is on unsupported suface.

2.4 EUV 收集镜

EUV 光被所有介质强烈吸收, 因此只能通过满足布拉格衍射条件的多层膜反射镜收集[5,6]. EUV 波段的反射镜多层膜是通过高、低原子序数材料交替堆叠构成, 当入射到表面的 EUV 光满足布拉格条件 $n\lambda = 2d\sin(\varphi)$时, 便可获得在特定波长 λ 下相对较高的反射率, 式中 n 为多层膜衍射级次, d 为多层膜周期厚度, φ 为入射角. 当接近正入射时($\varphi < 4°$), 优化得到的膜系参数为周期厚度 d = 7 nm, Si 层厚度与周期厚度之比约为 0.6, 多层膜周期数选择为 50(对应 100 层). 该膜系在接近正入射角的理论反射率约 75%. EUV 多层膜集光镜通常由直流磁控溅射方法制备, 成膜致密, 稳定性好并且膜层厚度控制精确. 本文自主镀制的 EUV 凹面镜(图 3(a))的多层膜周期厚度误差小于 60 pm, 反射率超过 60%(图 3(b))[31]. 单个 EUV 反射镜口径为 1 英寸(2.54 cm), 曲率半径为 100 mm. 为提高立体角, 我们使用三面 1 英寸凹面镜拼接构成复眼收集镜[32]. 复眼中心点到激光打靶点距离(物距)为 82.8 mm, 到中继焦点距离(像距)为 125.6 mm. 复眼收集镜的立体角为 0.21 sr, 为全空间立体角(4π)的 1.69%.

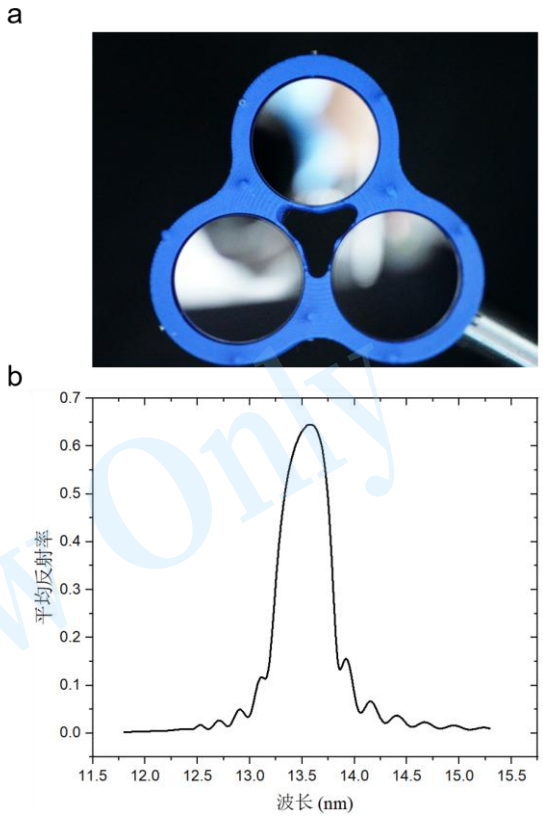


图 3 Mo/Si 多层膜 EUV 反射镜. (a) 三面 1 英寸 EUV 反射镜组成的复眼收集镜照片; (b) EUV 波段反射率和带宽

Figure 3 Mo/Si multilayer EUV mirrors. (a) photo of the triple-mirror fly-eye EUV collector; (b) reflectivity and bandwidth of the EUV mirror.

2.5 可视化和探测系统

为了对 LPP 的瞬态动力学行为及其辐射特性进行综合诊断, 本文搭建了一套基于延时摄影技术的可视化诊断平台, 其系统示意图如图 1 所示. 一台与驱动激光脉冲同步的 Nd:YAG 激光器用于产生照明光束, 通过阴影成像法由高速相机捕捉锡靶表面的二维瞬态形貌. 整个系统的时序由一台数字延时发生器(Digital Delay Generator, DDG)精确管理, 通过系统改变驱动激光与探测光之间的相对延时 Δt, 可获得时间分辨率高达纳秒量级的等离子体演化图像序列.

为了定量评估光源效率, 在靶平面法线方向配

For Review Only

置了一套由 Mo/Si 多层膜反射镜与 EUV 探测器(Rigaku xPin AXUV100G)组成的测量系统, 用于测量 13.5 nm 带内 EUV 辐射. 考虑到 LPP 过程中产生的高速碎屑会对光学元件造成严重损伤, 在等离子体源与 Mo/Si 收集镜之间引入了一层超薄碳膜作为碎屑防护(debris mitigation)装置. 该碳膜对 13.5 nm 波长的 EUV 辐射透过率为 85%,可有效拦截靶材碎屑、保护关键光学元件.

3 结果与讨论

3.1 激光与锡箔靶相互作用过程

纳秒激光脉冲与锡箔的相互作用过程可大致分为三个阶段; 激光吸收, 物质溅射, 飞溅冠回缩. 同时伴随等离子体的形成与演化.

(1)激光吸收

激光脉冲持续时间内, 光子能量被锡通过逆韧致吸收等机制快速吸收. 被激光电场加速的自由电子与锡离子或中性原子发生碰撞. 激光能量在锡表面极浅层 δ 内被强烈吸收: $\delta = \lambda / 4\pi\kappa$, 其中 λ 为激光波长, κ 为锡的吸收系数(4.60 @ 1064 nm). 当 λ = 1.064 μm 时, $\delta \approx 20$ nm. 高能量的电子通过碰撞将能量传递给晶格离子(声子), 即电子-声子耦合过程, 能量沉积导致锡靶表面区域迅速升温.

金属材料中电子-声子耦合时间为皮秒(ps)量级[33], 远小于激光脉冲持续时间(10 ns), 因此锡材料内部的热扩散可以采用单温度近似. 脉冲内热扩散长度为:

$$\ell_{th} \approx 2\sqrt{\kappa_{th}\tau_p} \approx 2\sqrt{\left(3.8\times10^{-5}\right)\left(10^{-8}\right)}, \quad (1)$$

其中 k_{th} 为锡的热扩散率(k_{th}=3.8×10^{-5} m^2/s), τ_p 为激光脉宽(τ_p=10 ns), 对应的 ℓ_{th} 约为 1.2 μm, 即, 初始表面吸收的能量在激光脉冲作用时间内扩散至微米级深度. 激光脉冲停止后, 高温等离子体继续加热锡箔靶. 等离子体寿命约 1 μs 量级, 对应的热扩散深度约为 10 μm. 当表面温度达到锡的熔点(~232 °C) 时, 形成锡熔池.

激光对锡的烧蚀速率可由下式估算[34]:

$$m \approx \left(3.0\times10^{3}\right) I_a^{5/9} \lambda_L^{-4/9} Z^{3/8}, \quad (2)$$

其中 I_a 为激光功率密度, λ_L 为激光波长, Z 为锡的原子序数. 将本文的实验条件带入, 可得 $m \approx 2.67\times10^4$ g·cm^{-2}·s^{-1}. 再根据锡的密度(7.37 g/cm^3), 可得以厚度表示的烧蚀速率为 36 nm/ns. 因此, 在激光脉冲持续的 10 ns 时间内, 锡靶材被烧蚀的厚度约为 360 nm.

(2)物质溅射

靶材表面形成一团高温、高压的锡等离子体. 高温高压的等离子体羽流以超声速的冲击波形式向外扩张膨胀. 等离子体吸收激光能量期间, 持续注入的能量可以补偿等离子膨胀和辐射造成的温度下降, 因此等离子体近似等温膨胀. 当等离子体中的电子密度超过临界电子密度(或激光脉冲结束后), 不再有激光能量注入等离子, 开始进行等熵绝热膨胀. 等离子体膨胀过程可以通过一维等离子体膨胀速度近似模型描述[35]:

$$v_{\exp} = \left(z\gamma kT_e / M\right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中 M 为原子量, z 为平均电离价态, γ为绝热指数. 对 EUV 光源中的锡等离子体膨胀, M =118.7, z = 10, $T_e \approx 40$ eV, γ=1.167, 则膨胀速度约为 20 μm/ns 或 20 km/s. 该特征速度的估算结果表明等离子体膨胀非常迅速, 因此会对熔池中的液体产生极大的冲量.

等离子体羽流以极高速度垂直于靶面向外膨胀的同时会对内的物质(此时已是液态熔池)施加一个方向相反的反冲压力, 如同一个作用于熔池表面的气体活塞, 对熔池进行猛烈的冲击.同时还伴随径向压力梯度, 推动熔池中的液体从中心向边缘高速流动飞出熔池向外溅射, 形成类似水滴落入水中产生的飞溅冠结构[36,37]. 同时压强差促使固体锡箔发生凹陷、变形形成烧蚀坑甚至破裂形成孔洞.

(3)飞溅冠回缩

飞溅冠持续的特征时间为毛细时间尺度:

$$\tau_C = \left(\rho R_0^{\,3} / \sigma\right)^{1/2}, \quad (4)$$

其中 σ 是液态锡的表面张力系数(~500 mN/m), 特征尺度 R_0 为熔池半径(约 150 μm), 则毛细时间约为几十微秒量级. 之后, 飞溅冠回缩直至消失.

绝热膨胀使等离子体温度快速下降. 一旦电子温度低于某个阈值(~20 eV), 就无法有效地将锡离子维持在所需的 Sn^{9+}–Sn^{14+}高价态. 离子会通过复合过程转变为更低的价态, 而这些低价离子不会有效辐射 13.5 nm 的光子. 随着等离子体的膨胀和冷却, 离子附近的电子会与离子复合, 最终, 等离子体膨胀冷却直到淬灭.

3.2 激光轰击锡块靶

虽然锡块靶难以实现高频和长时间工作，并且缺乏有效的碎屑抑制方法，但是其打靶过程简单、稳定，因此对其打靶过程的研究可以作为研究其他靶形式的一个基准. 文献中对锡块靶的研究缺乏对轰击过程的跨时间尺度的可视化. 本文使用高速延时摄影对 Nd:YAG 激光脉冲轰击锡块靶进行可视化. 并将其飞溅冠演化、碎屑飞溅方向和烧蚀坑的特征与锡箔靶进行对比.

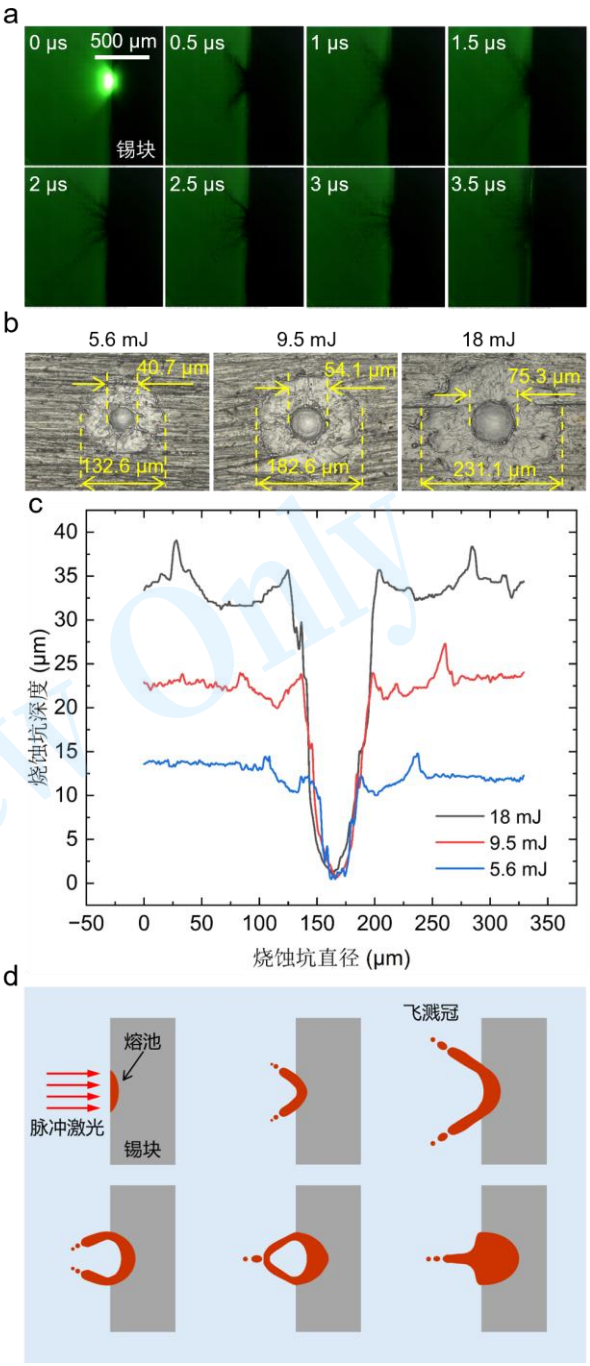


图 4 Nd:YAG 激光轰击锡块靶. (a) 飞溅冠随时间的演化; (b) 不同激光单脉冲能量轰击后形成的烧蚀坑形貌; (c) 烧蚀坑深度随激光单脉冲能量的变化; (d)飞溅冠和烧蚀坑演化过程示意图

Figure 4 Nd:YAG laser irradiation of a tin block target. (a) temporal evolution of the splash crown; (b) morphology of ablation craters formed under different laser single-pulse energies; (c) ablation crater

For Review Only

profiles for different laser single-pulse energy; (d) schematic diagram of evolutions of the splash crown and ablation crater.

图 4(a)是单脉冲能量为 18 mJ 的脉冲激光轰击锡块靶产生的飞溅冠演化过程. 设激光脉冲初始时刻为 t = 0, 在 t = 0.5 μs 时可以观察到明显的由碎屑形成的飞溅冠区域; 随后约 2 μs 时间内, 飞溅冠呈现出逐渐扩张的趋势; t = 2.5 μs 时, 飞溅冠的开口缩小, 呈现回缩闭合的趋势. 根据我们之前纳秒脉冲轰击不透明液滴的研究结果[38], 等离子体膨胀的冲量需要通过冲击靶面熔池反向释放, 因而在激光传播的反方向形成飞溅冠; 压力冲量消失后, 在表面张力作用下, 飞溅冠闭合, 并在中心位置形成沿激光传播反方向的碎屑射流.

图 4(b)为锡块被不同单脉冲能量的激光轰击留下的烧蚀坑照片; 图 4(c)为烧蚀坑形状随激能量的变化. 烧蚀坑的直径和深度都随着激光能量增大而增加. 当激光单脉冲能量为 18 mJ 时, 烧蚀坑直径约为 75μm、深度约为 35 μm. 根据 3.1 节的分析, 激光单脉冲对锡靶材的烧蚀厚度, 以及锡靶材内部的热扩散长度, 都远小于烧蚀坑的深度, 可见烧蚀坑的形成还受到等离子体膨胀压力的影响. 在圆形烧蚀坑之外还有一个直径约百微米的环形区域, 由熔融锡重新凝固形成. 该区域材料受到等离子体加热至熔融状态, 但是由于位于等离子体外圈, 受到反冲压力较小, 因此并未产生物质喷射, 而是重新凝固. 图 4(d)所示为飞溅冠和烧蚀坑形成的演化过程示意图.

3.3 激光轰击锡箔靶

锡箔靶与锡块靶最主要的差别在于: 激光脉冲轰击锡块靶后形成烧蚀坑但不会穿透靶材; 而锡箔靶厚度较薄, 当激光单脉冲能量密度较高时, 有可能穿透锡箔靶. 我们分别研究了锡箔靶被激光单脉冲轰击后不穿透和穿透两种情况下的靶材烧蚀坑和碎屑飞溅特点.

3.3.1 靶材烧蚀

在本文实验条件下(锡箔靶厚度 25 μm, 激光焦点直径 30 μm), 当激光单脉冲能量小于 E = 9.5 mJ(对应的激光能量密度为 1.9×10^{11} W/cm^2)时, 锡箔靶在激光单脉冲轰击下不被穿透, 而是形成烧蚀坑, 图 5(a)所示为 E = 5.6 mJ 时形成的烧蚀坑, 其直径和深度与相同激光能量下锡块靶上形成的烧蚀坑类似. 当激光单脉冲能量 E > 9.5 mJ, 锡箔靶的烧蚀坑深度超过其厚度, 即被穿透.

锡箔靶后方加支撑杆和无支撑杆(悬空)两种情况有显著不同的现象. 支撑杆是锡箔靶转动装置中用于支撑和固定锡箔条带的不锈钢立柱(直径 3 mm), 支撑杆两侧条带呈 54°夹角, 可以避免飞溅的碎屑在空间中被锡箔遮挡反弹(图 2). 当轰击点位于支撑杆处(图 2(b)中轰击点 A), E=18 mJ 时, 锡箔靶被穿透形成一个直径约为 74 μm 的圆孔, 在圆孔外缘是被等离子体加热熔融又重新凝固的环形区域(图 5(b)所示), 烧蚀孔直径与同样激光能量轰击锡块靶形成的烧蚀坑接近, 锡箔靶的环状热熔融区稍大, 可能与锡箔和锡块由于厚度差别导致的温度梯度和热损失不同有关. 当轰击点背后悬空无支撑杆(图 2(b)中轰击点 B), E=18 mJ 激光脉冲轰击下形成的圆孔直径、形貌和加热熔融区域都与背后有支撑杆的情况类似(图 5(c)所示).

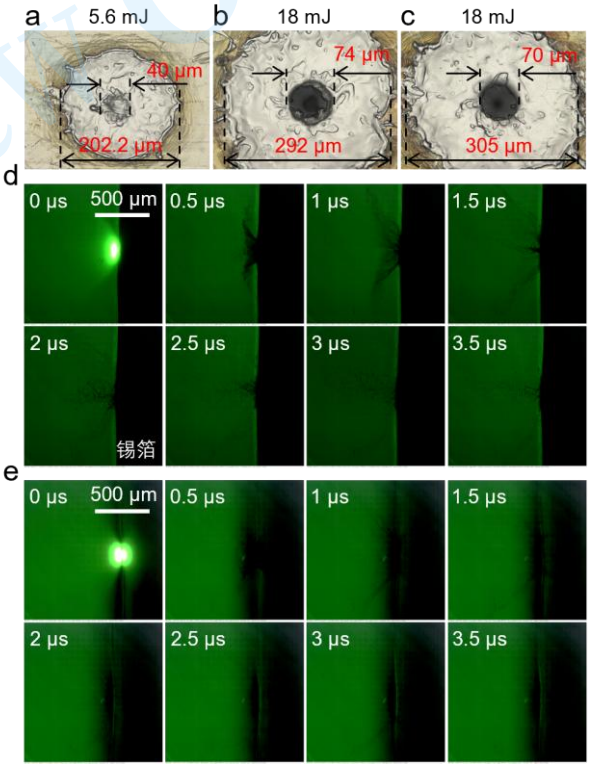


图 5 Nd:YAG 激光轰击锡箔靶. (a) 锡箔未被击穿形成的烧蚀坑; (b) 背后有支撑杆的锡箔被击穿形成的烧蚀孔洞(E = 18 mJ); (c) 背后无支撑杆的锡箔被击穿形成的烧蚀孔洞(E = 18 mJ); (d) 背后有支撑杆的锡箔飞溅冠随时间的演化(E = 18 mJ); (e) 背后无支撑杆的锡箔飞溅冠随时间的演化(E =

18 mJ)，飞溅碎屑数量比有支撑的飞溅冠明显减少

Figure 5 Nd:YAG laser irradiation of a tin foil target. (a) ablation crater formed when the tin foil is not perforated; (b) perforation formed in tin foil backed by a support rod; (c) perforation formed in tin foil without backing support; (d) temporal evolution of the splash crown in tin foil backed by a support rod; (e) temporal evolution of the splash crown in tin foil without backing support.

3.3.2 碎屑飞溅

图 5(d)和(e)分别展示了背后有支撑杆和悬空两种情况下，单脉冲能量 E = 18 mJ 的激光轰击锡箔靶产生的碎屑飞溅情况，图示平面与激光光轴平行. 图 5(d)的锡箔轰击点背后有支撑杆，飞溅冠随时间的演化与锡块靶类似；t = 0.5 μs 时出现飞溅冠，直径约 400 μm；在 t = 2 μs 以后飞溅冠开始回缩，形成碎屑射流. 图 5(e)为锡箔悬空情况下打靶后碎屑飞溅冠随时间的演化，与锡块靶完全不同；产生的飞溅冠明显减小，并且没有闭合形成碎屑射流. 这是因为锡箔靶被激光击穿形成孔洞，为等离子体膨胀的压强和冲量释放提供了沿着激光传播方向的出口，因此大部分碎屑沿着激光传播方向穿过锡箔向前飞溅.

3.4 碎屑采样与表征

碎屑会对污染和损坏光源系统内的光学器件，典型的例子是 ASML 的 EUV 光源原型机反射镜在工作 60 秒以后已经被严重污染[39]，1 nm 厚的碎屑沉积就会使镜面反射率衰减 10%[1]. 因此，EUV 光源的稳定运行需要有效控制锡碎屑对光学元件的污染和损伤. 研究和揭示激光轰击靶材产生的碎屑物理特征和空间分布特点，可以为 EUV 反射镜的优化布置及全方位防护策略提供关键依据，从而提升光源运行可靠性并降低综合运维成本.

碎屑有三种典型类型[40]：低能离子(速度大小和方向遵循麦克斯韦分布)；高能离子(速度高达 10^4 m/s 以上，速度方向大部分平行于激光光轴)；非离子形式的微纳锡碎屑(由直径从几十纳米到微米级别的颗粒和液滴构成). 其中，微纳锡碎屑的惯性远大于离子，呈电中性，难以被氢气和磁场完全阻挡，是造成镜面污染和损伤的重要原因，也是本节的主要研究对象.

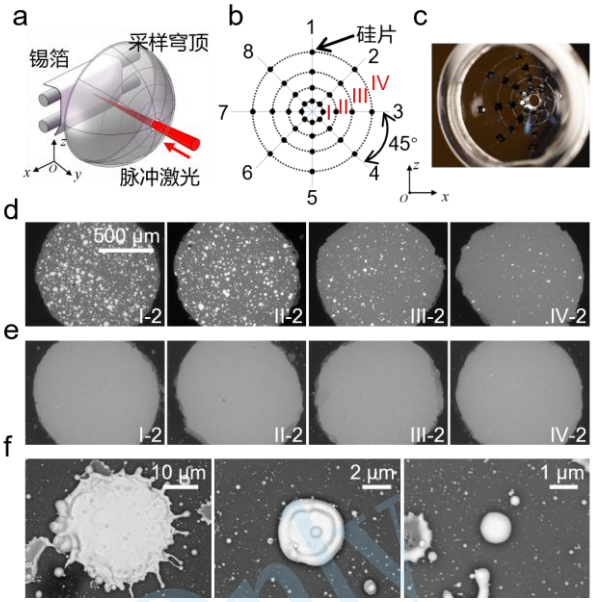


图 6 (a) 锡箔靶面与采样穹顶相对位置分布示意图；(b)穹顶内采样硅片布局示意图；(c) 采样穹顶照片；(d) 激光轰击背后有支撑锡箔靶时，不同位置采样硅片收集的碎屑；(e) 激光轰击背后无支撑锡箔靶时，不同位置采样硅片收集的碎屑；(f) 典型的碎屑微观形貌：溅射状铺展；圆盘状铺展；球形颗粒

Figure 6 (a) Schematic diagram of the relative position distribution between the tin foil target surface and the sampling dome; (b) schematic diagram of sampling wafers layout inside the dome; (c) photo of the sampling dome; (d) debris collected by sampling wafers at different positions when the laser irradiates the back-supported tin foil target; (e) debris collected by sampling wafers at different positions when the laser irradiates the back-unsupported tin foil target; (f) typical microscopic morphologies of debris: splash pattern, disk pattern, and spherical particles.

为便于区分，将沿激光传播方向向着锡箔背后喷射的碎屑称为后向碎屑；沿激光传播反方向向着锡箔前方喷射的物质称为前向碎屑. 为了收集到较强的 EUV 辐射，EUV 收集镜需要放置在锡箔和激光入射孔之间，而此方向可能更容易受到前向碎屑的污染. 我们设计并搭建了专用碎屑收集装置，对激光轰击锡箔靶产生的前向碎屑的物理特征和空间分布特性进行了测量与分析. 通过探究前向碎屑飞溅模式与靶面角度变化之间的关系，为优化 EUV 反射镜的位置提供参考.

一个穹顶形装置被用来对 E = 18 mJ 的激光沿法线方向轰击锡箔靶产生的碎屑进行采样. 穹顶为半球形玻璃碗，与锡箔靶面的相对位置分布如图 6(a)所示，穹顶开口正对锡箔靶面，激光从穹顶顶端开孔通

过后正入射在锡箔靶上. 穹顶内沿着以其顶点为中心的四个同心圆, 每个圆周上以相同角度粘贴 8 片采样硅片, 如图 6(b)所示. 这些硅片覆盖了 2π 立体角内距离打靶点不同角度和尺度的位置. 采样穹顶照片如图 6(c)所示. 图 6(d)和 6(e)所示分别为激光轰击背后有支撑和无支撑锡箔靶时, I-2、II-2、II-2、IV-2 位置(位置坐标见图 6(b))采样硅片收集的碎屑整体显微照片. 这四个位置在以打靶点为中心的同心圆上. 当锡箔靶背后有支撑杆时, 收集到的碎屑数密度和尺度都较大, 且随着打靶点和硅片的连线与光轴之间角度增大, 碎屑微粒数密度逐渐减小. 当锡箔靶悬空打靶时, 碎屑数密度和尺度都显著减小, 各个位置的采样硅片上收集到的碎屑都显著减少. 这是由于锡箔被穿透, 大部分飞溅碎屑穿过锡箔被打穿的孔洞沿着激光入射方向飞溅到锡箔后方. 通过扫描电镜(SEM)对碎屑的微观形貌表征发现, 收集板上碎屑形状大致可分为三类(如图 6(f)所示); (i)边缘存在指状突起的且中间存在辐条状线条的泼溅状铺展; (ii)边缘具有毛细脊的圆盘状铺展; (iii)球形颗粒.

在近轴区域(即打靶点与采样点的连线与光轴之间夹角小), 碎屑数密度大, 且多为大尺度的泼溅状铺展(图 6(f)左图). 这是液滴在高能量撞击下发生流体动力学失稳形成的典型形貌[41]. 该现象可由韦伯数(We)来描述, 它定义了液滴惯性力(或动压 ρv^2)与表面张力(或拉普拉斯压强 σ/D)之比:

$$We = \frac{\rho v^2 D}{\sigma}. \tag{5}$$

其中, ρ 是液滴密度, v 是液滴速度, D 是液滴直径, σ 是表面张力系数. 当 We >> 1 时, 惯性力远超维持液滴球形的表面张力, 液滴以极高速度撞击基板, 动能迅速转化为表面能, 液体高速向四周铺开, 形成一个极薄的液膜, 液膜边缘有一圈轮胎状环形结构, 通常称为毛细脊. 当液膜边缘高速扩展时, 毛细脊会产生 Rayleigh-Taylor 和 Rayleigh-Plateau 失稳, 从而形成“指状”的溅射结构. 所以指状溅射形态表明, 在靠近激光光轴的近轴区域, 即对应于飞溅冠闭合时产生的碎屑射流, 其中的碎屑是具有极高韦伯数的大液滴.

在远离光轴的区域, 即采样点到打靶点的连线与光轴之间夹角较大时, 收集到的碎屑主要是带有明显毛细脊的圆盘状铺展和球形颗粒. 这种形态转变标志着撞击韦伯数减小. 远离光轴区域的碎屑位于飞溅冠的外侧, 主要来源于熔池边缘. 随着采样点到打靶点的连线进一步远离光轴, 碎屑液滴尺度进一步减小. 液滴冷却时间与液滴直径平方成正比, 因此小液滴冷却时间更可能短于飞行时间, 并在到达基板前已完全凝固, 并在表面张力作用下保持球形, 因此以固体颗粒形式沉积在基板上. 悬空锡箔被激光穿透的情况下, 收集到的前向碎屑都是尺度很小的球形颗粒.

3.5 EUV 光源性能

EUV 收集镜的放置位置需要满足两个条件; 碎屑少; EUV 辐射强度高. 3.4 节关于碎屑的分析表明, 当激光能量足以穿透锡箔时, 后向碎屑非常少, 可忽略碎屑量随空间位置的变化. 因此, EUV 收集镜的位置应主要考虑 EUV 辐射强度. 我们测量了 EUV 辐射在不同空间位置的分布. 将 EUV 探测器放置在距离打靶点 82.8 mm 处的圆周上, 以打靶点为圆心, 每间隔 10°进行测量. 为避免入射激光轰击到 EUV 探测器, 激光光轴±10°的位置未进行测量. 结果如图 7(a)所示, 在靶面法线-20°~50°范围内, EUV 带内辐射强度基本相同, 超出该角度范围后 EUV 辐射强度下降. 该结果与文献中激光轰击平面锡块靶的 EUV 辐射空间分布特性[42]基本相符. 因此, 我们把 EUV 反射镜放置锡箔靶面法线附近进行功率探测.

EUV 光源功率探测光路如图 7(b)所示: 脉冲激光与锡箔靶面法线呈 30°夹角, 水平面(x-y 平面)内 EUV 收集镜法线与锡箔靶面法线重合, 竖直平面(y-z 平面)内 EUV 收集镜的偏转角为 5°, 以防止条带靶机械装置遮挡光路. EUV 探测器平面法线与 EUV 收集镜法线重合, 放置在 EUV 收集镜焦点处. EUV 收集镜前面放置两片氮化硅镀锆(100 nm 氮化硅、500 nm 锆)薄膜滤光片 EUV 反射镜与该滤光片结合, 可以有效滤除 EUV 带外辐射.

测得的 EUV 带内功率为 1.08 mW, 对应的转换效率为 CE≈1.7%. 激光单脉冲能量 E = 18 mJ; 重复频率 f = 400 Hz, 因此激光输入功率:

$$P_{\text{laser}} = E \times f = 0.018 \times 400 = 7.2\text{W}, \tag{6}$$

EUV 探测器测得的光电流为:

$$I_{\text{EUV}} = 210\text{nA} \times 10^{-9} = 2.1 \times 10^{-7}\text{A}, \tag{7}$$

则 EUV 功率为:

$$P_{\mathrm{EUV}}=\frac{I_{\mathrm{EUV}}}{S}=\frac{2.1\times10^{-7}}{0.25}=8.4\times10^{-7}\,\mathrm{W}\,, \tag{8}$$

其中 $S=0.25$ A/w 为 EUV 探测器响应度.

EUV 辐射从被收集镜收集, 到被探测器探测到, 经过的衰减包括: 反射镜反射率 $\eta_{\mathrm{r}}=50\%$ (根据图3(b), EUV 反射镜0°正入射条件下对13.5 nm 光的最高反射率为65%. 本文实验过程, EUV 反射镜法线相对于倾斜5°左右放置, 因此实际反射率低于最高反射率); EUV 收集镜立体角占比 $\eta_{\mathrm{sr}}=1.69\%$ (三块1英寸收集镜可等效为一块1.76英寸的 EUV 反射镜, 立体角为0.21 sr, 为全空间立体角4π 的1.69%); 碳膜对 EUV 光的透过率 $\eta_{\mathrm{CNT1}}=45\%$ (所用碳膜已使用较长时间, 表面覆盖有碎屑, 透过率较低), EUV 光两次经过反射镜前的碳膜, 因此经过两次衰减; 探测器前面氮化硅镀锆(100 nm 氮化硅、500 nm 锆膜)薄膜滤光片透过率 $\eta_{\mathrm{SiNZr}}=7.4\%$, 放置两片该滤光片; 探测器前面用来遮挡碎屑的碳膜 $\eta_{\mathrm{CNT2}}=70\%$ (所用碳膜污染程度低 EUV 反射镜前碳膜). 考虑到以上衰减系数, 等离子体的 EUV 辐射功率为:

$$P_{out}=\frac{P_{EUV}}{\eta_{SiNZr}^{2}\eta_{CNT2}\eta_{CNT1}^{2}\eta_{r}\eta_{sr}}\approx0.128\mathrm{W}\,, \tag{9}$$

转换效率为:

$$CE=\frac{P_{\mathrm{out}}}{P_{\mathrm{laser}}}\times100\%=\frac{0.128}{7.2}\times100\%\approx1.7\%\,. \tag{10}$$

使用长度为 24 m 的锡条带, 在 400 Hz 激光轰击频率下可连续运行 30 分钟. 30 分钟内 EUV 功率随时间的变化如图 7(c)所示, 到 30 分钟时, 探测到的 EUV 功率衰减到初始值的 65%左右. 功率衰减主要是由于, 放置在 EUV 反射镜前面阻挡碎屑的碳膜上积累碎屑, 导致透过率降低, 因此到达收集镜表面并被收集镜反射后到达探测器的EUV辐射能量降低, 以上结果表明在工作时长方面初步具备了在例如曝光 EUV 光刻胶等领域的实际应用价值.

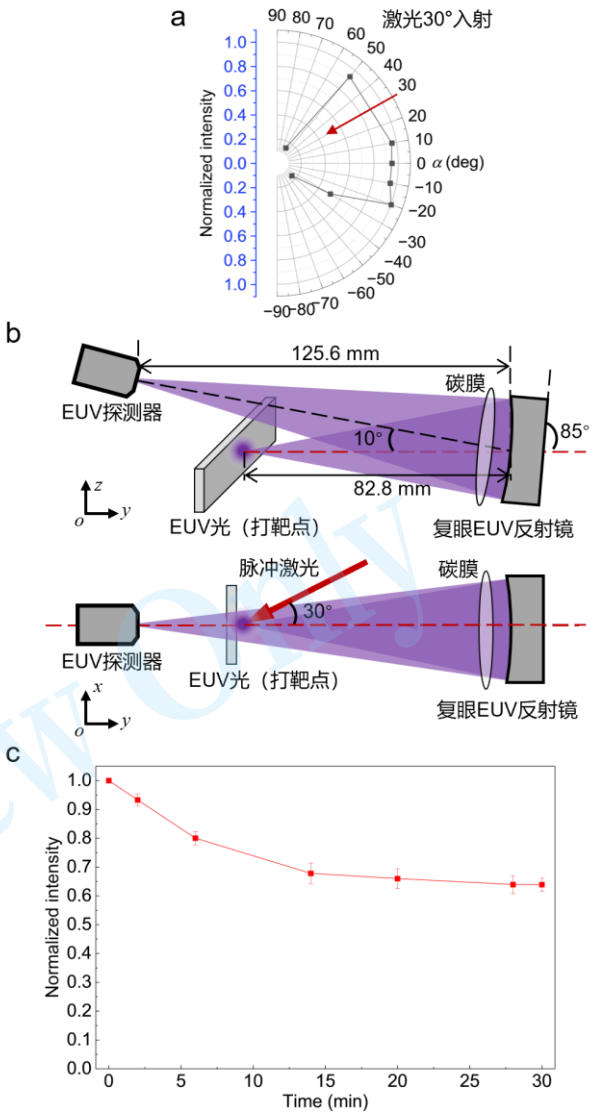


图 7 (a) EUV 辐射强度的空间分布; (b) EUV 功率探测光路的正视图(上图)和俯视图(下图); (c) 连续工作 30 min 内 EUV 功率变化曲线

Figure 7 (a) Spatial distribution of EUV radiation intensity; (b) EUV power detection optical path: front view (upper panel) and top view (lower panel); (c) EUV power variation curve within 30 minutes.

4 结论与展望

本文报道了一套基于锡箔靶的桌面型激光等离子体极紫外光源. 采用波长 1064 nm, 单脉冲能量 18 mJ 的固态激光器轰击厚度为 25 μm 锡箔靶实现了 13.5 nm 带内 EUV 光 1.7%的转换效率. 高速成像与离线表征分析结果表明锡箔悬空的形式可以允许碎屑穿透

For Review Only

锡箔并阻止了熔融锡池上产生的飞溅冠的发展与闭合, 显著降低碎屑特征尺度和数密度. 采用 3 片直径为 1 英寸的多层膜 EUV 凹面镜组成的复眼阵列实现了中继焦点(IF)处毫瓦级 EUV 功率输出. 锡箔靶通过步进转动与往复平动结合可实现激光焦点对锡箔的平铺扫描, 充分利用靶面积, 在 400 Hz 激光轰击频率下工作时间为 30 分钟, 初步具备了在例如曝光 EUV 光刻胶等领域的实际应用价值. 未来的研究将致力于提升基于扫描锡箔靶的毫瓦级桌面 EUV 光源的性能与实用性. 首先, 进一步提升EUV转换效率, 具体措施包括: 增大 EUV 收集镜的立体角; 优化驱动激光参数, 包括脉宽、光斑形状(平顶代替高斯)、光斑大小. 其次, 优化碎屑抑制方案, 通过在光路中安装飞轮叶片等装置, 减少碳膜因被碎屑污染造成的 EUV 透过率下降, 从而提高EUV输出功率的稳定性. 此外, 进一步延长锡箔靶的工作时长. 除了优化机械结构以增加连续工作的锡箔靶长度之外, 还可以增加锡箔靶自动更换装置, 在不必打开真空腔的条件下实现备用锡箔靶的替换, 从而延长 EUV 光源连续工作时长.

致谢 作者感谢国家自然科学基金重大科研仪器项目(批准号 12327803)、面上项目(批准号 62475111)、“极端状态界面力学研究”卓越研究群体项目(批准号 12588301)、广东省自然科学基金面上项目(2024A1515011135)、深圳市自然科学基金基础研究重点项目(基 20240193)的资助.

参考文献

1 Vivek B. EUV Lithography. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2018
2 Levinson H J. Extreme ultraviolet lithography. Bellingham, Washington: SPIE Press , 2020
3 Brandt D C, Purvis M, Fomenkov I, et al. Advances toward high power EUV sources for EUVL scanners for HVM in the next decade and beyond. Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography XII. SPIE, 2021, 11609: 116091E
4 Mizoguchi H, Tomuro H, Nishimura Y, et al. Update of > 300W high power LPP-EUV source challenge IV for semiconductor HVM. International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography 2021. SPIE, 2021, 11854: 63–80
5 张哲. 极紫外辐照损伤用大数值孔径聚焦系统研究. 博士学位论文. 上海: 同济大学, 2021
6 Barbee Jr T W, Mrowka S, Hettrick M C. Molybdenum-silicon multilayer mirrors for the extreme ultraviolet. Applied Optics, 1985, 24: 883–886
7 Svendsen W, O’Sullivan G. Statistics and characteristics of xuv transition arrays from laser-produced plasmas of the elements tin through iodine. Physical Review A, 1994, 50: 3710
8 Attwood D T, Naulleau P, Goldberg K A, et al. Tunable coherent radiation in the soft X-ray and extreme ultraviolet spectral regions. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999, 35: 709–720
9 Krivokorytov M, Koshelev K, Vinokhodov A, et al. TEUS: high-brightness EUV LPP light source based on fast rotating target: product overview and specifications. International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography 2021. SPIE, 2021, 11854: 118541A
10 Driessen T, Sleutel P, Dijksman F, et al. Control of jet breakup by a superposition of two Rayleigh–Plateau-unstable modes. Journal of fluid mechanics, 2014, 749: 275–296
11 Fomenkov I. EUV source for high volume manufacturing: Performance at 250 W and key technologies for power scaling. 2017 Source Workshop, Dublin, 2017
12 Abhari R. Status of Adlyte’s light source for inspection tools. 2019 Source Workshop, Amsterdam, 2019

For Review Only

13 Krivokorytov M, Koshelev K, Vinokhodov A, et al. TEUS: high-brightness EUV LPP light source based on fast rotating target: product overview and specifications. International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography 2021. SPIE, 2021, 11854: 118541A

14 Versolato O, Kaganovich I, Bera K, et al. Plasma sources for advanced semiconductor applications. Applied Physics Letters, 2024, 125. https://doi.org/10.1063/5.0247819

15 Fomenkov I, Brandt D, Ershov A, et al. Light sources for high-volume manufacturing EUV lithography: technology, performance, and power scaling. Advanced Optical Technologies, 2017, 6: 173–186

16 Purvis M A, Schafgans A, Brown D J W, et al. Advancements in predictive plasma formation modeling. Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography VII. SPIE, 2016, 9776: 159–170

17 Poirier L, Hemminga D J, Lassise A, et al. Strongly anisotropic ion emission in the expansion of Nd: YAG-laser-produced plasma. Physics of Plasmas, 2022, 29. https://doi.org/10.1063/5.0129112

18 Pan Y, Tomita K, Sunahara A, et al. Joint measurement of electron density, temperature, and emission spectrum of Nd: YAG laser-produced tin plasma. Applied Physics Letters, 2023, 123. https://doi.org/10.1063/5.0174185

19 Versolato O O, Sheil J, Witte S, et al. Microdroplet-tin plasma sources of EUV radiation driven by solid-state-lasers (Topical Review). Journal of Optics, 2022, 24: 054014

20 Schupp R, Torretti F, Meijer R A, et al. Efficient generation of extreme ultraviolet light from Nd: YAG-driven microdroplet-tin plasma. Physical Review Applied, 2019, 12: 014010

21 Sugiura T, Yazawa H, Morita H, et al. Efficient extreme ultraviolet emission by multiple laser pulses. Applied Physics Letters, 2024, 125. https://doi.org/10.1063/5.0214952

22 Hu Z L, He L, Wang T Z, et al. Experimental study on EUV radiation characteristics of 1μm laser-excited solid Sn target plasma. Chinese Journal of Lasers, 2025, 52: 79–86 [胡桢麟, 何梁, 王天泽, 等. 1 μm 激光激发固体 Sn 靶等离子体 EUV 辐射特性实验研究. 中国激光, 2025, 52: 79–86]

23 Harilal S S, Sizyuk T, Sizyuk V, et al. Efficient laser-produced plasma extreme ultraviolet sources using grooved Sn targets. Applied Physics Letters, 2010, 96. https://doi.org/10.1063/1.3364141

24 Jansson P A C, Hansson B A M, Hemberg O, et al. Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation. Applied Physics Letters, 2004, 84: 2256–2258

25 Kim Y H, Kim H, Park S C, et al. High-harmonic generation from a flat liquid-sheet plasma mirror. Nature communications, 2023, 14: 2328

26 Zhai T, Xu C, Chen X, et al. The dynamics and distribution of debris on laser-ablated Ga-In-Sn liquid film. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2026, 69: 234711

27 Sun H Y, Wang G D, Li X H, et al. Study on 100 kHz repetitive frequency tin droplet targets. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60: 186–191 [孙海轶, 王关德, 李学红, 等. 100 kHz 重复频率锡液滴靶研究. 激光与光电子学进展, 2023, 60: 186–191]

28 Fujiwara E, Sugishita H, Nishimura H. New generator for producing uniform droplet streams. Japanese journal of applied physics, 2008, 47: 1800

29 Weiwei D, Tianqi Z, Lihao G A O, et al. Recent progress of experimental fluid mechanics for EUV sources. 力学进展, 2024, 54: 138–172

30 Tichenor D A, Kubiak G D, Haney S J, et al. Recent results in the development of an integrated EUVL laboratory tool. Electron-Beam, X-Ray, EUV, and Ion-Beam Submicrometer Lithographies for Manufacturing V. SPIE, 1995, 2437: 292–307

31 Liu X, Zhang Z, Song H, et al. Comparative study on microstructure of Mo/Si multilayers deposited on large curved mirror with and without the shadow mask. Micromachines, 2023, 14: 526

32 深圳市亿优威光科技有限公司. 用于极紫外光刻机的反射镜及极紫外光线收集方法: 202210925661. X[P]. 2024-10-18

33 Giustino F. Electron-phonon interactions from first principles. Reviews of Modern Physics, 2017, 89: 015003

34 Burdt R A, Yuspeh S, Sequoia K L, et al. Experimental scaling law for mass ablation rate from a Sn plasma generated by a 1064 nm laser. Journal of applied physics, 2009, 106. https://doi.org/10.1063/1.3190537

35 Hemminga D J. Single-fluid radiation-hydrodynamic modeling of laser-driven EUV-emitting plasmas. 2023

36 Hermens J, Gelderblom H, Liu B, et al. Laser-impact-induced splashing: an analysis of the splash crown evolution after Nd: YAG ns-pulse laser impact on a liquid tin pool. Applied Physics B, 2021, 127: 44

37 Myagkov N N, Shumikhin T A. Modeling of high-velocity impact ejecta by experiments with a water drop impacting on a water surface. Acta Mechanica, 2016, 227: 2911–2924

38 Xu C, Zhang Z, Zhai T, et al. Response of a millimeter-sized opaque drop to tightly focused nanosecond laser pulse. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2025, 68: 294705

For Review Only

39 Purvis M. An introduction to EUV sources for lithography. ASML. 2020

40 Brandstätter M. Debris emission and mitigation of droplet-based laser-produced plasma sources. ETH Zurich, 2020

41 Yarin A L, Weiss D A. Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. Journal of fluid mechanics, 1995, 283: 141–173

42 Morris O, O'Reilly F, Dunne P, et al. Angular emission and self-absorption studies of a tin laser produced plasma extreme ultraviolet source between 10 and 18nm. Applied Physics Letters, 2008, 92. https://doi.org/10.1063/1.2945645

Benchtop EUV light source of milli Watt output based on scanning Sn foil target

ZHENG XiangYang[1], CHEN Xin[1], ZHAI TianQi[1,2], WANG ZhiQuan[1], CHANG JiaKai[3], ZHANG Zhe[3], WANG ZhanShan[3], ZHANG Ding[4], SHANG YuanYuan[4], CAO AnYuan[5], ZHAO XinYan[1*] & DENG WeiWei[1,6*]

[1] *Department of Mechanics and Aerospace Engineering, Southern University of Science and Technology (SUSTech), Shenzhen 518055, China;*
[2] *EUV Ray Limited, Shenzhen 518055, China;*
[3] *Institute of Precision Optical Engineering (IPOE), School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;*
[4] *School of Physics and Laboratory of Zhongyuan Light, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China;*
[5] *Department of Materials Science and Engineering, Peking University, Beijing 100871, China;*
[6] *SUSTech Center for Complex Flows and Soft Matter Research, Shenzhen 518055, China*

This paper reports a benchtop milliwatt-level laser-produced plasma (LPP) extreme ultraviolet (EUV) light source based on a tin foil target. By irradiating a 25 μm thick tin foil target with a 1064 nm solid-state laser delivering 18 mJ per pulse, a 1.7% conversion efficiency for 13.5 nm in-band EUV radiation(with a ±1% bandwidth) was achieved. Through systematic investigation combining high-speed micro-photography and offline characterization analysis, it was discovered that the suspended tin foil configuration allows debris penetration while suppressing the formation and closure of the splash crown produced on the molten tin pool, significantly reducing debris characteristic size and number density. Employing a three-piece 1-inch-diameter multilayer EUV concave mirror array enabled milliwatt-level 13.5 nm in-band EUV power output(with a ±1% bandwidth) at the intermediate focus (IF). The tin foil target enables high-fill-rate scanning of laser spots via combined rotation and reciprocating linear motion, maximizing target utilization. Continuous operation for up to 30 minutes was achieved at a 400 Hz laser repetition rate, demonstrating initial practical value for applications such as EUV photoresist exposure. These findings can contribute to shaping China's independent EUV industry chain by providing a viable light source solution.

EUV light source, laser produced plasma, photolithography, Sn foil target, interfacial phenomena

For Review Only